

Исследование энергетических щелей монокристаллов $\text{Mg}(\text{B}_{1-y}\text{C}_y)_2$ с $0.047 \leq y \leq 0.132$ методом спектроскопии андреевского отражения

В.А. Степанов¹, R.S. Gonnelli^{2,3}, D. Daghero^{2,3}, A. Calzolari^{2,3}, G.A. Umbarino^{2,3}, Valeria Dellarocca², S.M. Kazakov⁴, J. Jun⁴, and J. Karpinski⁴

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

² Dipartimento di Fisica and INFM, Politecnico di Torino, 10129 Torino, Italy

³ INFM - LAMIA, Corso Perrone 24, 16152 Genova, Italy

⁴ Solid State Physics Laboratory, ETH, CH-8093 Zurich, Switzerland

Представлены результаты исследований энергетических щелей σ и π зон монокристаллов $\text{Mg}(\text{B}_{1-y}\text{C}_y)_2$ с уровнем легирования $0.047 \leq y \leq 0.132$. Показано, что при увеличении y до $y = 0.105$ две энергетические щели, типичные для нелегированного MgB_2 , сохранялись. Энергетическая щель σ зоны Δ_σ при росте y плавно уменьшалась, а энергетическая щель π зоны Δ_π немного увеличивалась. При $y = 0.132$ ($T_c^{\text{on}} = 19$ К) наблюдалась только одна энергетическая щель $\Delta \approx 3$ мэв.

Сверхпроводимость MgB_2 с критической температурой $T_c \approx 39$ К, открытая в 2001 г., продолжает привлекать большое внимание исследователей. Двухзонная модель, разработанная для описания этого соединения, показала удивительно высокую точность [1, 2]. Тем не менее ряд вопросов, связанных с изменением заселённости зон, их взаимным влиянием, внутри и межзонным рассеянием носителей тока [3], электрон-фононным взаимодействием требуют дальнейших исследований. Легирование MgB_2 открывает возможность изучать эти вопросы. В этой связи большой интерес представляет изучение эволюции энергетических щелей σ и π зон при увеличении уровня легирования, которая отражает изменения ряда характеристик исходного материала. Теория предсказывает, что при достаточно высоком легировании межзонное рассеяние приведет к слиянию энергетических щелей σ и π зон в одну щель Δ с отношением $2\Delta/kT_c$ близким к БКШ величине [1, 4]. Однако межзонное рассеяние в MgB_2 сильно подавлено разной чётностью электронных состояний в зонах [3], поэтому не ясно, можно ли легированием добиться того, чтобы энергетические щели σ и π зон слились. К настоящему времени опубликовано несколько работ, посвящённых данным исследованиям. Измерения на керамических образцах $\text{Mg}_{1-x}\text{Al}_x\text{B}_2$ с $x \leq 0.3$ и $\text{Mg}(\text{B}_{1-y}\text{C}_y)_2$ [5-9] с $y \leq 0.1$ показали, что слияния энергетических щелей не происходит.

В нашей работе представлено исследование зависимостей энергетических щелей σ и π зон $\text{Mg}(\text{B}_{1-y}\text{C}_y)_2$ от уровня легирования y , проведенное на монокристаллах с $0.047 \leq y \leq 0.132$ методом спектроскопии андреевского отражения (САО). Высококачественные монокристаллы с типичными размерами $0.5 \times 0.3 \times 0.04$ мм³ были выращены в ETH (Zurich) при высоком давлении [10]. Содержание угле-

рода оценивалось по величине параметра решетки a . Критическая температура (начало перехода) T_c^{on} была измерена по магнитной восприимчивости и изменялась от 35 К ($y = 0.047$) до 19 К ($y = 0.132$). Баллистический микроконтакт (БМК) нормальный металл–сверхпроводник (N/S) создавался между изучаемым образцом и каплей токопроводящего клея диаметром ≤ 50 мкм в жидком гелии, импульсом тока как и при работе с MgB_2 [11]. Капля клея наносилась на ребро монокристалла так, чтобы ток инжектировался вдоль плоскостей ab . С ростом уровня легирования y мы увеличивали сопротивление контактов до ~ 300 ом, чтобы сохранить баллистический режим протекания тока. Контакты этого типа имели высокую стабильность и воспроизводимость характеристик.

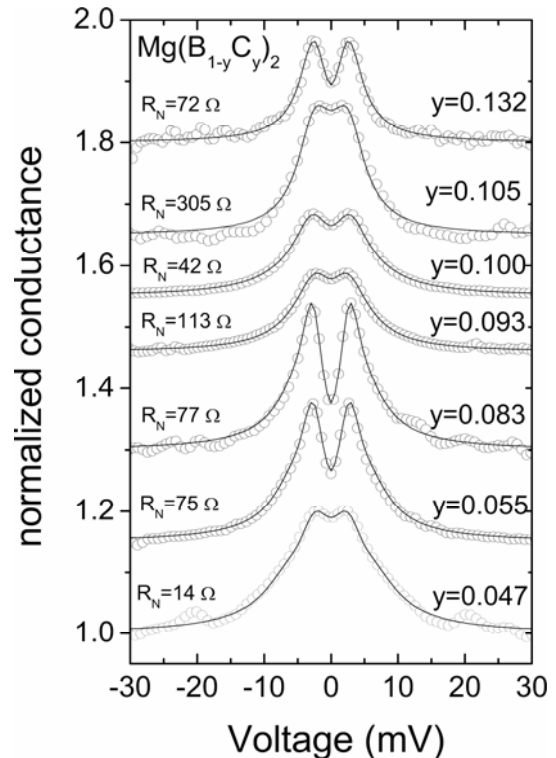


Рис. 1. Нормированные проводимости андреевских БМК (символы), записанные при $T = 4.2$ К, и теоретические зависимости $\sigma(V)$, вычисленные с помощью двухзонной ($y \leq 0.105$) и однозонной ($y = 0.132$) модели. Для ясности кривые сдвинуты вертикально. Уровень легирования y и сопротивление контакта R_N указаны около каждой кривой.

На Рис.1 показаны нормированные САО $\sigma(V) = \sigma_s(V)/\sigma_n(V)$, измеренные на $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ кристаллах с различным содержанием С (символы) при $T = 4.2$ К, где $\sigma_s(V)$ - проводимость БМК в сверхпроводящем состоянии и $\sigma_n(V)$ - та же величина в нормальном состоянии. $\sigma_n(V)$ записывалась при $T > T_c$ или в отдельных случаях была получена сглаживанием $\sigma_s(V)$. Как и в [9], при $y \geq 0.047$, на зависимостях $\sigma(V)$ нам не удалось разрешить четыре пика характерных для андреевских БМК на MgB_2 . Видно, что с увеличением y положение пиков на $\sigma(V)$, связанных с Δ_π , практически не изменялось, а ширина андреевской особенности, определяемая Δ_σ , напротив, уменьшалась. На этом же рисунке линиями показаны теоретические САО, вычисленные для кристаллов с $y \leq 0.1$ с помощью двухзонной модели, развитой для MgB_2 , и для кристалла с $y = 0.132$ с помощью стандартной однозонной модели. Видно, что теоретические зависимости хорошо описывали измеренные $\sigma(V)$. В двухзонной модели нормированная проводимость андреевского контакта равна сумме проводимостей σ и π зон $\sigma = (1-w_\pi) * \sigma_\sigma + w_\pi * \sigma_\pi$, где w_π весовой множитель, определяющий вклад π зоны. Проводимость каждой зоны определялась тремя параметрами: величиной энергетической щели (Δ_σ и Δ_π), силой потенциального барьера между N и S металлами (Z_σ и Z_π) и феноменологическим параметром уширения (Γ_σ и Γ_π). Общее число параметров модели равно 7. Для чистого MgB_2 величина w_π изменялась от 0.66 до 0.99 в зависимости от угла между направлением протекания тока и плоскостью ab [2]. Для $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ расчет величины w_π отсутствовал. При вычислениях $\sigma(V)$ мы брали w_π в диапазоне 0.66 – 0.8. Большое число параметров приводило к относительно большой ошибке при определении Δ_σ и Δ_π . Эту ошибку можно было существенно уменьшить, разделив вклады зон в $\sigma(V)$ при записи САО. В этом случае для вычисления $\sigma_\sigma(V)$ и $\sigma_\pi(V)$ необходимы только три параметра. Сделать это можно, как мы показали в [11], с помощью магнитного поля подходящей величины и ориентации, разрушающего сверхпроводимость в π зоне. Измерения в магнитном поле были проведены нами для всех кристаллов. Отметим, что измерения без магнитного поля, как и в магнитном поле, дали практически совпадающие величины энергетических щелей. Измерения в магнитном поле также дали дополнительное доказательство того, что при $y = 0.132$ энергетические щели σ и π зон $Mg(B_{1-y}C_y)_2$ имели одинаковые величины.

Зависимости величин энергетических щелей зон Δ_σ и Δ_π от уровня легирования y показаны на Рис. 2. Каждая точка получена в результате усреднения 4 ÷ 8 измерений. Отметим, что неоднородное распределение углерода на длине сравнимой с ξ [10] также ответственно за большую ошибку при определении величин Δ . При $y \approx 0.13$ зависимости $\Delta_\sigma(y)$ и $\Delta_\pi(y)$

пересекаются. В точке $y = 0.132$ величина энергетической щели $\Delta = (3.2 \pm 0.9)$ мэВ. Для этого легирования критическая температура, найденная из температурной зависимости САО $T_c \approx 19$ К, и отношение $2\Delta/kT_c \approx 3.9$, что немного выше стандартной БКШ величины. Плавное изменение величин Δ_σ и Δ_π во всем диапазоне легирования дало дополнительное доказательство правильности полученных результатов. Измеренные зависимости $\Delta_\sigma(y)$ и

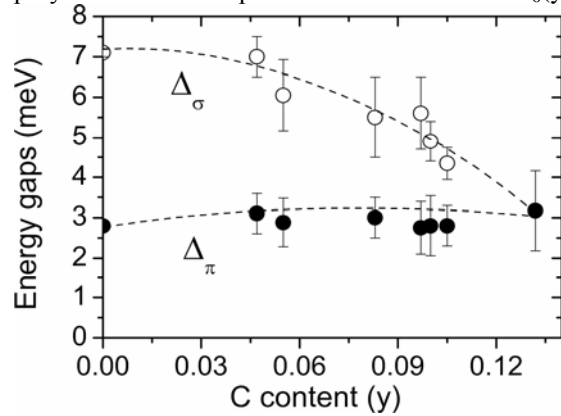


Рис. 2. Зависимости величин энергетических щелей σ и π зон Δ_σ и Δ_π от содержания углерода y .

$\Delta_\pi(y)$ могут быть объяснены в рамках теории Элиашберга для двухзонного сверхпроводника при учёте межзонного $\sigma \leftrightarrow \pi$ рассеяния [12].

Работа поддержана РФФИ (проекты 04-02-17286 и 02-02-17133), Министерством Промышленности Науки и Технологий РФ (40.012.1.1.1357) и INTAS (01-0617).

1. A. Y. Liu, I. I. Mazin, J. Kortus, Phys. Rev. Lett. **87**, 087005 (2001).
2. A. Brinkman, A. A. Golubov, H. Rogalla et al., Phys. Rev. B **65**, 180517(R) (2002).
3. S. C. Erwin, I. I. Mazin, Phys. Rev. B **68**, 132505 (2003).
4. G. A. Ummarino, R. S. Gonnelli, S. Massidda et al., cond-mat/0310284.
5. M. Putti, M. Affronte, P. Manfrinetti et al., Phys. Rev. B **68**, 094514 (2003).
6. Ya. G. Ponomarev, S. A. Kyzmichev, N. M. Kadomtseva et al., JETP Lett. **79**, 484 (2004)
7. H. Schmidt, K. E. Gray, D. G. Hinks et al., Phys. Rev. B **68**, 060508 (2003).
8. P. Samuely, Z. Holanova, P. Slabo et al., Phys. Rev. B **68**, 020505(R) (2003).
9. Z. Holanova, P. Slabo, P. Samuely et al., cond-mat/0404096.
10. S. M. Kazakov, R. Puzniak, K. Rogacki et al., cond-mat/0405060.
11. R. S. Gonnelli, D. Daghero, G. A. Ummarino et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 247004 (2002).
12. G. A. Ummarino, D. Daghero, R. S. Gonnelli et al., cond-mat/0408702.